

Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, Н. Г. Орлова, Г. Р. Токер

**ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО СХЛОПА СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ МИШЕНИ**

*Методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии исследовался газодинамический схлоп лазерной плазмы, иницированный гигаваттным импульсом СО<sub>2</sub>-лазера при фокусировке трубчатого пучка на углеродную мишень. Голографическая методика позволяет диагностировать лазерную плазму с пространственным разрешением лучше 25 мкм. Получено пространственное распределение электронной плотности во время действия лазерного импульса. Проведены оценки аксиальных и радиальных разлетных скоростей эрозионной лазерной плазмы, и проанализирована связь этих параметров с экспериментально определяемой скоростью ударной волны в остаточном газе. Лазерную плазму, формирующуюся в процессе газодинамического схлопа, предлагается использовать в качестве активной среды лазеров короткого диапазона длин волн.*

В настоящее время большой интерес представляют исследования лазерной плазмы с целью использования ее в качестве активной среды лазеров в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах длин волн.

Нами предпринята попытка создания плазменного образования с необходимыми для этих целей характеристиками. Исследовалась плазма, создаваемая лазерным пучком, имеющим кольцевое поперечное сечение, которая в процессе газодинамического разлета от мишени обладает радиальной составляющей скорости в направлении оптической оси. Поскольку радиальные скорости разлета того же порядка, что и аксиальные скорости разлета в направлении греющего излучения, происходит эффективный газодинамический схлоп лазерной плазмы на оптической оси. В результате такого схлопа на оси появляется плазменный объект с характерной длиной  $\approx 20$  мм и диаметром  $\leq 6$  мм.

В [1] указывалось на возможность использования адиабатически разлетающейся плазмы для создания инверсной среды коротковолновых лазеров. Одной из наиболее перспективных схем получения коротковолнового когерентного излучения считается схема с рекомбинирующей лазерной плазмой [2]. В этом направлении были получены обнадеживающие экспериментальные результаты [1—3]. Особое место занимают исследования лазерной плазмы, образующейся в процессе взаимодействия излучения гигаваттных СО<sub>2</sub>-лазеров с газовыми [3—5] и твердотельными [6, 7] мишенями. В этих работах лазерная плазма формировалась внутри импульсных солиноидальных магнитов, что позволяло сформировать однородный и длинный плазменный сгусток, воспрепятствовать быстрому газодинамическому разлету плазмы в радиальном направлении и осуществить эффективный прогрев плазмы на значительных расстояниях от мишени.

Использование эффекта схлопа лазерной плазмы при кольцевом облучении мишени позволяет получить плазменное образование с нужными характеристиками без участия магнитных полей. Исследования характерных особенностей возникновения и развития лазерной плазмы в газовой фазе [8—10] показали, что при лазерном пробое газов низкого давления (несколько миллиметров ртутного столба) излучением гигаваттных импульсов СО<sub>2</sub>-лазеров формируется горячая (с  $T_e$  порядка десятков электронвольт) и достаточно плотная ( $10^{17}$ — $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) плазма, что подтвердили и интерференционно-голографические исследования [11]. Следует отметить, что плазма, образующаяся в результате воздействия лазерного излучения на твердую мишень, характеризуется значительной неоднородностью в аксиальном направлении в отличие от лазерной плазмы, создаваемой в газовой фазе.

В настоящей работе исследованы характерные особенности формирования этого плазменного объекта в зависимости от размеров пятна фокусировки и интенсивности лазерного излучения. Методом голографической ин-

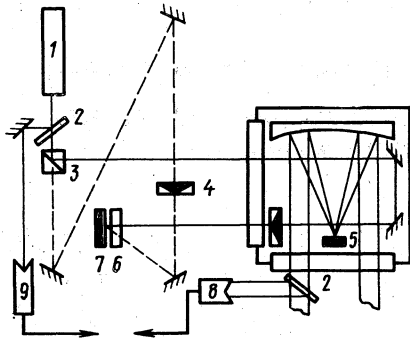


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — рубиновый лазер; 2 — светоделительные пластины; 3 — светоделительный кубик; 4 — объектив И-51; 5 — мишень; 6 — фильтр КС-17; 7 — голограмма; 8 — приемник на 10,6 мкм; 9 — приемник на 0,69 мкм

с модулированной добротностью. Энергия в импульсе до 0,1 Дж, длительность импульса на полувысоте  $\sim 20$  нс. Схема синхронизации обеспечивала привязку импульса диагностического излучения к максимуму импульса  $\text{CO}_2$ -лазера с точностью  $\sim 20$  нс.

К существенным преимуществам использованной в работе голографической методики по сравнению со стандартной интерференционной относятся: восстановление волны, несущей фазовую информацию об импульсной лазерной плазме, вместе с волной сравнения в стационарных условиях, а также низкие требования к оптике окон, зеркал и к стабильности всей оптической схемы. Были получены интерферограммы хорошего качества в полосах бесконечной ширины в условиях, когда временной интервал между двумя экспозициями достигал нескольких минут.

В двух сериях экспериментов изучался схлоп лазерной плазмы вблизи мишени с двумя различными пятнами фокусировки. В первой серии пятно фокусировки имело форму кольца внешним диаметром  $11,4 \pm 0,5$  мм и внутренним  $7,1 \pm 0,4$  мм; во второй серии  $5,1 \pm 0,4$  и  $3,2 \pm 0,3$  мм соответственно. Интенсивности лазерного излучения, отвечающие максимумам мощности, равны 16 и  $3,2 \text{ ГВт/см}^2$ . Поскольку в каждой серии экспериментов производилось ступенчатое ослабление лазерного пучка полиэтиленовыми поглотителями, диапазон интенсивностей  $q_0$  был от 16 до  $0,8 \text{ ГВт/см}^2$ .

Для определения характерных скоростей фронта эрозионной лазерной плазмы в камеру напускался так называемый «остаточный газ» (воздух) при низком давлении  $p_0 = 1$  мм рт. ст. В его отсутствие область разлетающейся плазмы, примыкающую к фронту («хвост» волны разрежения при разлете в вакуум), визуализировать не удастся (рис. 2, а) из-за недостаточной чувствительности теневой и интерференционной методик, поскольку, например, чувствительность интерференционной методики определения

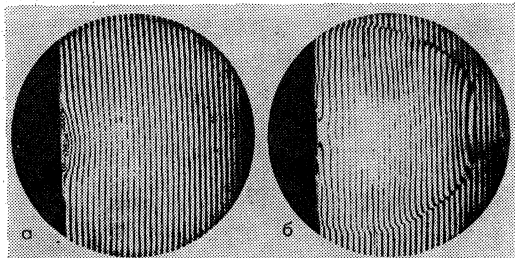


Рис. 2. Интерферограммы лазерной плазмы при  $q_0 = 3,9 \text{ ГВт/см}^2$ :

а) вакуум 10 мкм рт.ст.; б) 0,5 мм. рт. ст. воздуха; задержка относительно максимума импульса  $\text{CO}_2$ -лазера  $T_d = 140$ (а) и 600 нс (б)

электронной плотности составляет  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  [12, 13]. Эрозионная лазерная плазма, разлетающаяся в атмосферу остаточного газа со скоростями свыше 10 км/с, создает в ней ионизирующую ударную волну (УВ), фронт которой легко визуализируется с помощью теневых и интерференционных методик. На рис. 2 показаны интерферограммы, иллюстрирующие приведенные утверждения: рис. 2, а соответствует случаю, когда остаточный газ отсутствует; на рис. 2, б отчетливо наблюдается фронт ионизирующей УВ в остаточном газе (характерный размер УВ в аксиальном направлении 1,8 см, скорость 26 км/с).

В рамках одномерной модели фронт паров движется со скоростью, определяемой соотношением для сильной УВ:

$$v_1 = 2v_0/(\gamma + 1),$$

где  $\gamma$  — постоянная адиабаты;  $v_0$  — скорость УВ в остаточном газе.

Отметим, что значение скорости  $v_1$  несколько отличается от максимальной возможной скорости разлета эрозионной лазерной плазмы в вакуум  $v_{1\text{max}}$  даже для низкого давления остаточного газа. Например, при  $p_0 = 1 \text{ мм рт. ст.}$   $v_1/v_{1\text{max}} \sim 0,75$ . Учет этого обстоятельства позволяет измерять разлетные скорости эрозионной лазерной плазмы в радиальном и аксиальном направлениях с точностью лучше 20 %. Экспериментально определено, что скорость ионизирующей УВ в остаточном газе ( $p_0 = 1 \text{ мм рт. ст.}$ ), а следовательно, и скорость фронта эрозионной лазерной плазмы находятся в логарифмической зависимости от интенсивности лазерного излучения.

В таблице представлены экспериментальные результаты по измерению скорости УВ в остаточном газе ( $p_0 = 1 \text{ мм рт. ст.}$ ) в зависимости от интенсивности в малом кольце фокусировки. Характерные энергии ионов равны 10—100 эВ.

В результате применения методики двухэкспозиционный голографической интерферометрии были получены фазовые голограммы сфокусированного изображения с увеличением по полю объекта, равным 2,3. Размер изображения фазового объекта на фотопластине равен  $90 \times 90 \text{ мм}$ . Двукратной экспозиции вполне хватало для достижения высокой плотности почернения фотопластинок\*), которые сразу же после фиксации отбеливались. Следует отметить, что, хотя распределение интенсивности многомодового рубинового лазера в дальнем поле чрезвычайно неоднородно, на качестве восстановленных интерферограмм это почти не сказывалось. Высокая дифракционная эффективность фазовых голограмм в стандартной схеме восстановления волнового фронта позволяла с помощью маломощного гелий-неонового лазера заэкспонировать без применения фокусирующей оптики такой низкочувствительный материал, как пластины ВРЛ. Интерферограммы восстанавливались с увеличением по полю объекта, равным или превышавшим 7. Экспериментально определенное пространственное разрешение по полю объекта оказалось лучше 25 мкм. Диагностика лазерной плазмы на расстояниях от мишени, меньших 350 мкм, сильно затруднена из-за дифракции излучения рубинового лазера на мишени.

На рис. 3, а, в приведены интерферограммы схлопа лазерной плазмы при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера большим кольцом. Расчет ЭП производился после усреднения данных о фазовом набеге для точек, симметричных относительно оптической оси, и сглаживания этих данных по пространству, т. е. в радиальном направлении. Расчет распределения ЭП в

Интенсивность лазерного излучения, ГВт/см <sup>2</sup>	Скорость УВ в аксиальном направлении, км/с	Скорость УВ в радиальном направлении, км/с
3,9	26	13
7,8	32	17
15,6	38	20

\*) Высокорастворяющий фотоматериал ПЛ-3М-694 разработки Госнихимфотопроекта

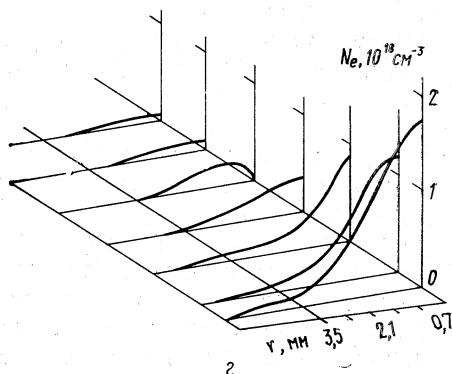
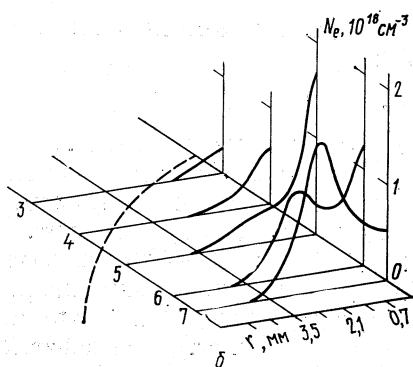
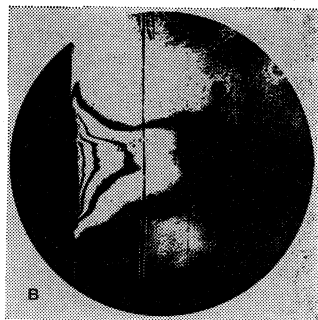
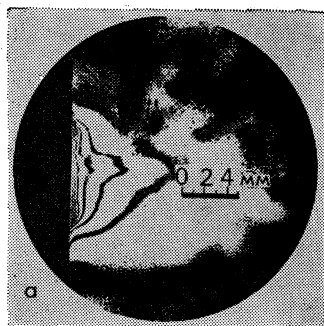


Рис. 3. Интерферограммы схлопа лазерной плазмы при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера большим кольцом и пространственное распределение ЭП при  $T_d = 120$  (а, б) и 550 нс (в, г).

Расстояния сечений от плоскости мишени 15,3 (1); 12,6 (2); 9,8 (3); 7,0 (4); 4,2 (5); 1,4 (6); и 0,7 мм (7)

радиальном направлении производился для семи сечений, отстоящих от плоскости мишени на различные расстояния. Пунктирной линией обозначен фронт эрозионной лазерной плазмы.

На рис. 3, б хорошо видно, что распределение ЭП в момент времени, близкий к максимуму импульса  $\text{CO}_2$ -лазера (150 нс), для сечений 7 и 6 имеет немонотонный характер с провалом вблизи оси. Видно, что максимумы распределения ЭП находятся на расстояниях от оси, приблизительно соответствующих среднему радиусу кольцевого пятна фокусировки. С другой стороны, в сечениях 5—1 распределение ЭП имеет монотонный характер в зависимости от радиуса.

На рис. 3, в показана интерферограмма схлопа в более поздние времена (550 нс). Из графика пространственного распределения ЭП видно, что для всех сечений функция распределения имеет монотонный характер с максимумом на оси.

На рис. 4 приведены интерферограммы и пространственное распределение ЭП для случая фокусировки в малое кольцо. Расчет производился для восьми сечений, ближайшее из которых, восьмое, находилось на расстоянии 350 мкм от мишени. Немонотонный характер функция распределения ЭП имеет только в восьмом сечении для ранних моментов времени (150 нс). Максимум функции распределения в этом случае находится на расстоянии от оси, соответствующем радиусу малого кольца фокусировки. В более удаленных от поверхности мишени сечениях 7—1 ЭП достигает максимума на оси и монотонно спадает в радиальном направлении. Аналогично ведет себя распределение ЭП для времени задержки  $T_d = 600$  нс: плотность спадает при удалении от оси в радиальном направлении для всех сечений, в том

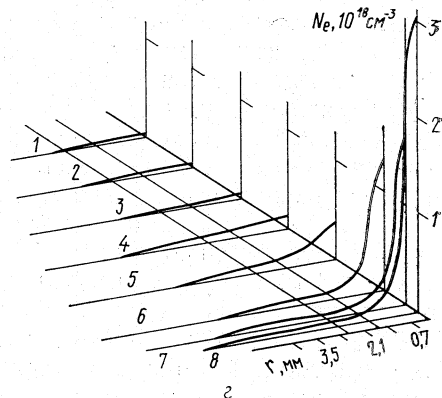
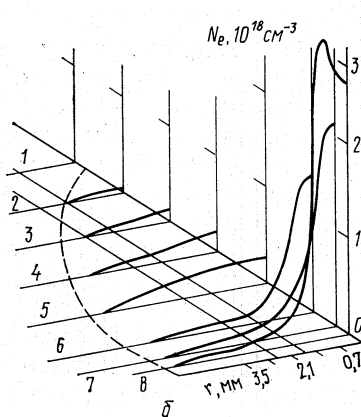
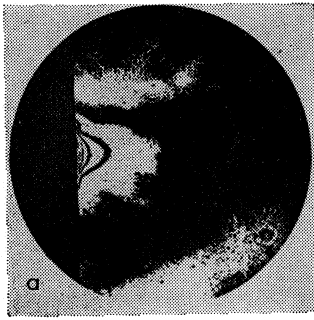


Рис. 4. Интерферограммы схлопа лазерной плазмы при фокусировке излучения  $\text{CO}_2$ -лазера малым кольцом и пространственное распределение ЭП при  $T_d=150$  нс (а, б) и 600 нс (в, г)

числе и для сечения  $\delta$ . Отметим, что на расстояниях от оси, близких к радиусу пятна фокусировки, ЭП падает на порядок для всех сечений, а средний эффективный диаметр объекта для  $T_d=600$  нс меньше, чем для  $T_d=150$  нс. В случае большого кольца можно проследить эволюцию ЭП во время схлопа. Поскольку характер схлопа в данном сечении определяется его удаленностью от поверхности мишени (см. рис. 3, б), то в сечении 7 схлоп находится в стадии начала процесса, в сечении 6 он еще не завершился, а в сечении 5 уже произошел — максимум ЭП находится на оси.

В условиях острой фокусировки лазерного излучения на мишень [6, 7] прогрев лазерной плазмы, находящейся в области каустики, осуществляется с помощью механизма обратного тормозного поглощения — от электронов к ионам, причем эффективность прогрева падает как  $N_e^{-2}$  за счет уменьшения ЭП при удалении от поверхности мишени. Если пятно фокусировки имеет форму кольца, то прогрев плазмы лазерным излучением происходит лишь в периферийных в радиальном направлении областях (см. рис. 3, 4), поскольку плазменный сгусток формируется на оптической оси. В этом случае основную роль играет кинетическая энергия тяжелых частиц, которая переходит в энергию теплового движения и способствует ионизации плазмы. Характерное время обмена энергией между электронами и ионами  $\tau_{ei} = 3,15 \cdot 10^8 A T_e^{3/2} / (Z N_e \ln \Lambda)$  [14]. В нашем случае ( $T_e \sim 10$  эВ,  $N_e \sim 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $A=12$ )  $\tau_{ei} \approx 25$  нс. Это время меньше или того же порядка, что и время существования на оси плазменного сгустка ( $\leq 1$  мкс), и сравнимо с тем временем, за которое тяжелая частица достигает оси,  $\tau_r = r/v_r$ , поэтому энергия направленного движения тяжелых частиц практически квантостатически может расходоваться на поддержание рекомбинационного потока

электронов на высоких уровнях возбуждения [1]. В [3] отмечалось, что для каждого перехода с точки зрения лазерного действия существует предел ЭП, выше которого столкновительная релаксация становится быстрее радиационного распада. Столкновения ведут к термализации населенности, препятствуют усилению на этом переходе: например, для перехода  $CVI\ 3 \rightarrow 2$  ЭП не должна превышать  $10^{19}\text{ см}^{-3}$ . С этой точки зрения следует считать длину волны лазерного излучения, равную 10,6 мкм, по-видимому, соответствующей достижению оптимальной ЭП, поскольку критическая плотность электронов для этой длины волны  $N_c = 10^{19}\text{ см}^{-3}$ . С другой стороны, в [2] предлагалось с целью снижения требований к уровню энерговклада выбирать относительно низкую начальную ЭП  $N_{e0} \leq 10^{19}\text{ см}^{-3}$ . Плазменный сгусток, который может быть сформирован схлопом лазерной плазмы к оптической оси, по-видимому, отвечает поставленным выше требованиям к достижению инверсной населенности в средах плазменных лазеров.

Таким образом, при фокусировке лазерного излучения кольцом удалось сформировать плазменный объект со средней ЭП  $0,5 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ , длиной свыше 20 и радиусом до 3 мм. Известно [3], что в свободно расширяющейся лазерной плазме трудно контролировать ЭП и создавать оптимальные условия для усиления. Схлоп лазерной плазмы к оси препятствует быстрому уменьшению ЭП, которое обусловлено адиабатическим разлетом в радиальном направлении. Характерное время существования на оси плазменного сгустка с относительно высокой ЭП превышает длительность лазерного импульса (1 мкс), причем для большого кольца фокусировки ЭП для соответствующих сечений выше, а распределение в аксиальном направлении более однородно. Отсюда видно, что, меняя интенсивность лазерного излучения в пятне фокусировки и характерные размеры самого пятна, можно управлять временным и пространственным распределениями ЭП, подбирая оптимальные условия для создания инверсии.

При использовании однодлинноволновой интерференционной методики для диагностики плазмы всегда требуется вводить специальные предположения относительно пространственного распределения тяжелых частиц. Двухдлинноволновая голографическая интерферометрия позволит корректно оценить вклад в показатель преломления тяжелых частиц, поэтому в настоящее время ведется подготовка к проведению таких экспериментов.

1. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. Плазменные лазеры. — М.: Атомиздат, 1978.
2. Ф. В. Бункин, В. И. Держиев, С. И. Яковленко. *Квантовая электроника*, 8, 1621 (1981).
3. S. Suckewer, C. H. Skinner, D. R. Voorhees, H. M. Milchberg, C. Keane, A. Semet. *IEEE J. QE-19*, 1855 (1983).
4. S. Suckewer, H. Fishman. *J. Appl. Phys.*, 51, No. 4 (1980).
5. A. L. Hoffman, E. A. Crawford. *J. Appl. Phys.*, 49, No. 6 (1978).
6. W. Halverson, N. G. Loter, W. W. Ma, R. W. Morrison, C. V. Karmendy. *Appl. Phys. Letts*, 32, 10 (1978).
7. N. G. Loter, W. Halverson, B. Lax. *J. Appl. Phys.*, 52, 5014 (1981).
8. L. C. Johnson, T. K. Chu. *Phys. Rev. Letts*, 32, 517 (1974).
9. T. K. Chu, L. C. Johnson. *Phys. Fluids*, 18, 1460 (1975).
10. N. H. Burnett, A. A. Offenberger. *J. Appl. Phys.*, 45, 2155 (1974).
11. Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, А. А. Нестеренко, А. А. Рухадзе, А. М. Прохоров, Г. Р. Токер. *Физика плазмы*, 10, 762 (1984).
12. Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, Г. Р. Токер. *Квантовая электроника*, 4, 853 (1984).
13. Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, Г. Р. Токер. *Краткие сообщения по физике*, ФИАН, № 3, 52 (1984).
14. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. — М.: Наука, 1966.

N. P. Datskevich, N. V. Karlov, N. N. Kononov, G. P. Kuz'min, N. G. Orlova, G. R. Toker. **Holographic Interferometry of a Gas-Dynamic Collapse of the CO<sub>2</sub> Laser Plasma in the Vicinity of a Target.**

The double-exposure holographic interferometry method has been employed to study a gas-dynamic collapse of the laser plasma initiated by a gigawatt CO<sub>2</sub> laser pulse upon focusing of a tubular beam onto a carbon target. The holographic technique makes it possible to diagnose the laser plasma with the spatial resolution better than 25 μm. The spatial distribution of the electron density in the course of the laser pulse action has been obtained. Estimates are made of axial and radial ejection velocities of the erosion laser plasma and a relation is analyzed between these parameters and an experimentally determined velocity of the shock wave in the residual gas. It is suggested that the laser plasma formed in the course of the gas-dynamic collapse be used as the active medium of short-wavelength lasers.